CNC 2011 : Epreuve de Physique 1 MP
Corrigé abrégé:

Régime statique

111-

$\vec{p}_0 = qa\vec{e}_z$ en C.m cad D (Déblaye).

112-

$V_+(M) = \dfrac{q}{4\pi\varepsilon_0 PM}$.

113-

$V_-(M) = \dfrac{-q}{4\pi\varepsilon_0 NM}$.

$V(M) = V_+(M) + V_-(M) = \dfrac{q}{4\pi\varepsilon_0 PM} - \dfrac{q}{4\pi\varepsilon_0 NM}$

.

114-

Le plan $(M, \vec{e}_r, \vec{e}_\theta)$ est un plan de symétrie et on a invariance de la distribution de charges par rotation autour de z cad par rapport à φ → $\vec{E}(M)$ appartient à ce plan et $\vec{E}(M)$ et $V(M)$ ne dépendent que de r et θ.

115-

a<<r → $V(r,\theta) = \dfrac{p_0 \cos\theta}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$ avec $p_0 = qa$.

116-

$\vec{E}(M) = -\overrightarrow{\text{grad}}_M V(M)$ → $E_r = \dfrac{2p_0 \cos\theta}{4\pi\varepsilon_0 r^3}$ et

$E_\theta = \dfrac{p_0 \sin\theta}{4\pi\varepsilon_0 r^3}$.

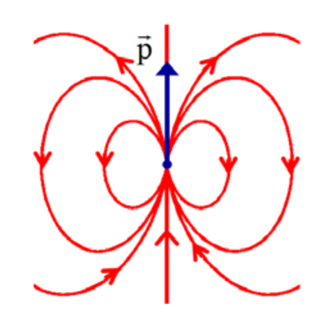
117-

Lignes de champ →

$(dr\vec{e}_r + rd\theta\vec{e}_\theta) \wedge (E_r\vec{e}_r + E_\theta\vec{e}_\theta) = \vec{0}$ →

$\dfrac{dr}{r} = \dfrac{2\cos\theta}{\sin\theta}$ → $r = cte \times \sin^2\theta$.

118-



121-

Le plan $(M, \vec{e}_r, \vec{e}_\theta)$ est un plan d'antisymétrie et on a invariance de la distribution de courants par rotation autour de z cad par rapport à φ → $\vec{A}(M)$ est perpendiculaire à ce plan à ce plan et ne dépend pas de φ . Donc ;

$\vec{A}(M) = A(r,\theta)\vec{e}_\varphi$.

122-

$d\vec{\ell} = ad\alpha\vec{e}_v$.

123-

•

$$\vec{A}(M) = \frac{\mu_0 I_0}{4\pi}\oint_{Spire}\frac{d\vec{l}}{PM} = -\frac{\mu_0 I_0}{4\pi}\iint_{Surface/Spire}\overrightarrow{\text{grad}}_P\frac{1}{PM}\wedge d\vec{S}$$

→

$$\vec{A}(M) = -\frac{\mu_0 I_0}{4\pi}\iint_S\frac{\overrightarrow{PM}}{PM^3}\wedge d\vec{S} \approx -\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{\overrightarrow{OM}}{OM^3}\wedge\iint_S Id\vec{S}$$

→ $\vec{A}(M) == \dfrac{\mu_0 m_0 \sin\theta}{4\pi r^2}\vec{e}_\varphi$

• Avec $\vec{m}_0 = \iint_S Id\vec{S} = I\pi b^2\vec{e}_z$

• m_0 s'exprime en A.m^2.

124-

Le plan $(M, \vec{e}_r, \vec{e}_\theta)$ est un plan d'antisymétrie et on a invariance de la distribution de courants par rotation autour de z cad par rapport à φ → $\vec{B}(M)$ appartient à ce plan et ne dépend pas de φ .

Donc ; $B_\varphi(M) = 0$ et $B(M) = B(r,\theta)$.

125-

$\vec{B}(M) = \overrightarrow{\text{rot}}_M \wedge \vec{A}(M)$.

126-

(125) → $B_r = \dfrac{2\mu_0 m_0 \cos\theta}{4\pi r^3}$ et

$B_\theta = \dfrac{\mu_0 m_0 \sin\theta}{4\pi r^3}$.

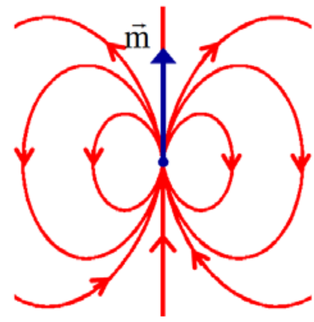
127-

Il suffit de remplacer p_0 par m_0 et $1/\varepsilon_0$ par μ_0.

128-

Même résultat en (117).

129-



• Les 2 champs sont de même topographie.

Régime variable

211-

Il permet une description du rayonnement électromagnétique à partir du mouvement d'oscillation des charges électriques autour de leur position moyenne : diffusion de la lumière par les molécules, antennes émettrices…

212-

$\vec{p} = qa\cos(\omega t)\vec{e}_z = \vec{p}_0\cos(\omega t)$.

213-

• $r >> a$: représente l'approximation dipolaire.

• $\lambda >> a$: représente l'approximation non relativiste de la charge mobile.

214-

Le terme kr est due à la propagation.

215-

Le plan $(M, \vec{e}_r, \vec{e}_\theta)$ est un plan de symétrie pour les charges et le courant due au mouvement de la charge mobile.

216-

$$\underline{\vec{E}}(M,t) = \left(\frac{2p_0\cos\theta}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\vec{e}_r + \frac{p_0\sin\theta}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\vec{e}_\theta\right)\exp-j(\omega t)$$

et

$$\underline{\vec{B}}(M,t) = -j\left(\frac{\mu_0\omega p_0\sin\theta}{4\pi r^2}\vec{e}_\varphi\right)\exp-j(\omega t)\ .$$

217-

En régime stationnaire, on a $\omega = 0$ et donc $k = 0$ → on retrouve les champs crées par un dipôle électrostatique ; cad :

$\vec{E}(M) = \dfrac{2p_0\cos\theta}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\vec{e}_r + \dfrac{p_0\sin\theta}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\vec{e}_\theta$ et

$\vec{B}(M) = \vec{0}$.

218-

$r >> \lambda$ cad $kr >> 1$.

219-

$$\underline{\vec{E}}(M,t) = \left(\frac{-p_0k^2\sin\theta}{4\pi\varepsilon_0 r}\vec{e}_\theta\right)\exp-j(\omega t - kr)$$

et

$$\underline{\vec{B}}(M,t) = -\left(\frac{\mu_0\omega p_0 k\sin\theta}{4\pi r}\vec{e}_\varphi\right)\exp-j(\omega t - kr)$$

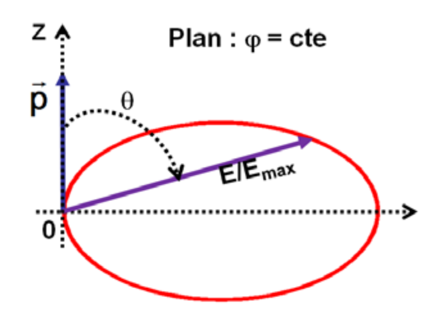
.

2110-

$E_m(r,\theta) = \dfrac{p_0k^2\sin\theta}{4\pi\varepsilon_0 r}$.

2111-

$E_m(r,\theta) = E_{max}\times\sin\theta$ avec $E_{max} = \dfrac{p_0k^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$:



2112-

• $\dfrac{E}{B} = c$; $\vec{B} = \dfrac{\vec{e}_r \wedge \vec{E}}{c}$; $\vec{e}_r\cdot\vec{E} = 0$ et

$\vec{e}_r\cdot\vec{B} = 0$ → l'onde émise par le dipôle oscillant a la structure d'une onde localement plane monochromatique,

polarisée rectilignement et progressive selon r.

• Les détecteurs doivent être rectiligne

2113-

$$\bullet \vec{\Pi}_e = \frac{\vec{E}^2}{\mu_0 c}\vec{e}_r \rightarrow \left\langle \vec{\Pi}_e \right\rangle = \frac{p_0^2 k^4 \sin^2\theta}{32\pi^2\varepsilon_0^2 r^2 \mu_0 c}\vec{e}_r \text{ et}$$

$$\text{on a } k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \rightarrow$$

$$\left\langle \vec{\Pi}_e \right\rangle = \frac{\mu_0 c}{8}\left(\frac{p_0\omega\sin^2\theta}{\lambda r}\right)^2 \vec{e}_r \rightarrow I_m = \frac{p_0\omega}{a}.$$

• I_m en A.(Ampère).

• dépendance en θ → émission anisotrope.

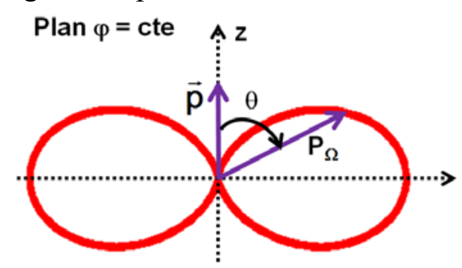
• dépendance en $1/r^2$ → dilution due à la conservation de l'énergie dans le vide.

2114-

• $P_\Omega(\theta,\varphi) = \sin^2\theta$ avec

$$\left\langle \Pi_e \right\rangle_{max} = \frac{\mu_0 c}{8}\left(\frac{I_m a}{\lambda r}\right)^2.$$

• Diagramme polaire :



• Emission optimale pour θ = π/2 cad dans le plan équatorial du dipôle.

2115-

•

$$\left\langle P_e \right\rangle = \oiint_{sphère(r)} \left\langle \vec{\Pi}_e \right\rangle . d\vec{S} = \int_0^{\pi} \left\langle \vec{\Pi}_e \right\rangle . r^2(\sin\theta)d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi$$

$$\rightarrow \left\langle P_e \right\rangle = \frac{1}{3}\pi\mu_0 c\left(\frac{I_m a}{\lambda}\right)^2.$$

$$\bullet\ E_m(r) = \frac{p_0 k^2}{4\pi\varepsilon_0 r} = \frac{\mu_0 c I_m a}{2\lambda r} \rightarrow$$

$$\left\langle P_e \right\rangle = \frac{4}{3}\frac{\pi E_m^2 r^2}{\mu_0 c}.$$

2116-

$$\left\langle P_e \right\rangle = \left\langle P_J \right\rangle = \frac{1}{2}R_e I_m^2 \rightarrow R_e = \frac{2}{3}\pi\mu_0 c\left(\frac{a}{\lambda}\right)^2$$

.

2117-

221-

Dans la cadre de l'approximation des régimes quasi-permanents cad $a << \lambda$.

222-

• On retrouve le cas du régime quasi-permanent :

$$\underline{\vec{A}}(M,t) = \frac{\mu_0 m_0 \sin\theta}{4\pi r^2}\exp(-j\omega t)\vec{e}_\varphi.$$

• O en déduit : $\gamma = \frac{\mu_0 m_0}{4\pi}$.

223-

$kr >> 1$ →

$$\underline{\vec{A}}(M,t) = -\frac{jk\mu_0 m_0 \sin\theta}{4\pi r}\exp(-j(\omega t - kr))\vec{e}_\varphi$$

.

224-

Le plan $(M,\vec{e}_r,\vec{e}_\theta)$ est un plan de d'antisymétrie pour le courant →

•

$$\underline{\vec{B}}(M,t) = -\frac{\mu_0 m_0 \omega^2 \sin\theta}{4\pi r c^2}\exp(-j(\omega t - kr))\vec{e}_\theta$$

appartient à ce plan.

•

$$\underline{\vec{E}}(M,t) = \frac{\mu_0 m_0 \omega^2 \sin\theta}{4\pi r c}\exp(-j(\omega t - kr))\vec{e}_\varphi$$

normale à ce plan.

225-

• $\frac{E}{B} = c$; $\vec{B} = \frac{\vec{e}_r \wedge \vec{E}}{c}$; $\vec{e}_r \cdot \vec{E} = 0$ et $\vec{e}_r \cdot \vec{B} = 0$ → l'onde émise par le dipôle oscillant a la structure d'une onde localement plane monochromatique, polarisée rectilignement progressive selon r.

• Pour passer du champ électromagnétique rayonné par le dipôle électrique à celui du dipôle magnétique, il suffit de remplacer p_0 par m_0/c.

226-

$$\vec{\Pi}_m = \frac{\vec{E}^2}{\mu_0 c}\vec{e}_r \rightarrow \langle \vec{\Pi}_e \rangle = \frac{\mu_0^2 m_0^2 \omega^4 \sin^2\theta}{32\pi^2 r^2 c^3}\vec{e}_r .$$

227-

- $R_0 = \frac{8}{3}\pi\mu_0 c$.
- $R_0 =$.

231-

$$\langle P_e \rangle = \frac{1}{3}\frac{\pi\mu_0 I_0^2 \ell^2 f^2}{c} .$$

232-

$$\langle P_m \rangle = \frac{4}{3}\frac{\mu_0 I_0^2 \ell^4 f^4}{\pi^3 c^3} .$$

233-

$$\eta = \left(\frac{2\ell\ f}{\pi^2 c}\right)^2 .$$

31-

$$\vec{\Delta}_M \underline{\vec{E}}_i(M,t) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \underline{\vec{E}}_i(M,t)}{\partial t^2} = \vec{0} \text{ ; avec}$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}$$

On a $\underline{\vec{E}}_i(M,t) = E_0 \exp(-j(\omega_i t - k_i x))\vec{e}_y$

$\rightarrow K_i = \frac{\omega_i}{c}$.

32-

L'onde est de polarisation rectiligne selon Oy et se propage dans le sens des x croissants.

33-

$$\underline{\vec{B}}_i(M,t) = \frac{E_0}{c}\exp(-j(\omega_i t - k_i x))\vec{e}_z .$$

34-

Dans un conducteur parfait, il n'a pas de dissipation d'énergie électromagnétique par effet Joule → le champ électromagnétique est nul dans le conducteur (pas d'effet de peau).

35-

$$\underline{\vec{E}}(x = X) = -\frac{\sigma(X)}{\varepsilon_0}\vec{e}_x \text{ et}$$

$$\underline{\vec{B}}(x = X) = -\mu_0 \vec{j}_s(X) \wedge \vec{e}_x .$$

36-

S'il n' ay pas d'onde réfléchie, l'équation de passage pour le champ électrique incident s'écrit :

$$E_0 \exp(-j(\omega_i t - k_i X))\vec{e}_z = -\frac{\sigma(X)}{\varepsilon_0}\vec{e}_x \rightarrow$$

$E_0 = 0$, ce qui est absurde. Donc il existe une onde réfléchie en x=X tel que :

$$\underline{\vec{E}}_i(x = X) + \underline{\vec{E}}_r(x = X) = -\frac{\sigma(X)}{\varepsilon_0}\vec{e}_x \rightarrow$$

$\underline{\vec{E}}_{0r} = -E_0\vec{e}_y$; $\omega_r = \omega_i$

$\vec{k}_r = -\vec{K}_i = -\frac{\omega_i}{c}\vec{e}_x$ et $\sigma(X) = 0$.

Donc :

$\underline{\vec{E}}_r(M,t) = -E_0 \exp(-j(\omega_i t + k_i x))\vec{e}_y \rightarrow$

$\underline{\vec{B}}_r(M,t) = \frac{E_0}{c}\exp(-j(\omega_i t + k_i x))\vec{e}_z$.

37-

Le référentiel R' en mouvement par rapport à un autre référentiel R ; de vitesse d'entrainement $\vec{v}$. Une charge ponctuelle q est soumise à la force de Lorentz exercée par le champ em incident :

$\vec{F} = q\vec{E}_i + q\vec{v}_{\text{dans R}} \wedge \vec{B}_i$ dans R et

$\vec{F}' = q\vec{E}'_i + q\vec{v}_{\text{dans R'}} \wedge \vec{B}'_i$ dans R'. Avec :

$\vec{v}_{\text{dans R'}} = \vec{v}_{\text{dans R}} - \vec{v}$

La force est invariante par changement de référentiel en mécanique classique (v << c ; c_0 célérité de la lumière dans le vide) :

$\vec{F} = \vec{F}' \rightarrow \vec{B}'_i = \vec{B}_i$ et $\vec{E}'_i = \vec{E}_i + \vec{v} \wedge \vec{B}_i$.

De même, on établit : $\vec{E}'_r = \vec{E}_r + \vec{v} \wedge \vec{B}_r$.

$$\vec{E}'_i = E_i\vec{e}_y + v\vec{e}_x \wedge \frac{E_i}{c}\vec{e}_z = \left(1 - \frac{v}{c}\right)\vec{E}_i \text{ et}$$

$$\vec{E}'_r = E_r\vec{e}_y + v\vec{e}_x \wedge \frac{-E_r}{c}\vec{e}_z = \left(1 + \frac{v}{c}\right)\vec{E}_r .$$

38-

$$\vec{v} = \frac{d\vec{OO'}}{dt} = \left.\frac{dx}{dt}\right|_{x=X}\vec{e}_x \rightarrow X(t) = vt \text{ si à}$$

t=0, on a X=0.

39-

$\vec{E}'_i(x=X)+\vec{E}'_r(x=X)=-\frac{\sigma(X)}{\varepsilon_0}\vec{e}_x$. On a : $\vec{E}'_i(X)=\left(1-\frac{v}{c}\right)E_0\exp(-(\omega_i t-k_i vt)$ et $\vec{E}'_r(X)=\left(1+\frac{v}{c}\right)r_a E_0\exp(-(\omega_r t-k_r vt)$ →

$r_a=-\frac{c-v}{c+v}$ et $f_r=\frac{c-v}{c+v}f_i$.

Le fréquence de l'onde réfléchie dépend du mouvement de la cible, c'est l'effet Doppler.

310-

$$\frac{f_i-f_r}{f_i}=\frac{2v}{c+v}$$

3111-

Le spectre est composée de 2 harmoniques de même amplitude et de fréquences f_i+f_r et f_i-f_r .

3112-

L'opération de multiplication est une opération non-linéaire : elle permet de générer de nouvelles fréquences.

312-

On utilise un filtre passe-bas de fréquence de coupure haute égale à f_i

3131-

$\lambda=c/f_i\approx 1{,}3\text{cm}$.

3132-

A quelque mètre du radar.

3133-

$v=\frac{f_i-f_r}{f_i+f_r}c=112\text{km/h}>v_{\text{limite}}$ → il ya infraction.